

Исследование особенностей фокусировки вихревых супергауссовых пучков при изменении высоты дифракционного аксикона

Д.А. Савельев^{1,2}

¹ Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34,

² ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151

Аннотация

В данной работе исследуется пространственное распределение интенсивности мод Лагерра–супергаусса (1,0), а также супергауссова пучка с радиальной и круговой поляризацией в зависимости от изменения высоты дифракционного аксикона. Высота рельефа оптического элемента менялась от четверти до трех длин волн. Моделирование методом конечных разностей во временной области показало, что изменение высоты дифракционного аксикона существенным образом влияет на дифракционную картину в ближней зоне аксикона. Наименьший размер фокального пятна для супергауссова пучка был получен для радиальной поляризации при высоте, равной двум длинам волн. Минимальный размер фокального пятна для моды Лагерра–супергаусса (1,0) получен для круговой «–» поляризации при высоте элемента, равной четверти длины волны.

Ключевые слова: острая фокусировка, FDTD, супергауссов пучок, моды Лагерра–супергаусса (1,0), дифракционный аксикон.

Цитирование: Савельев, Д.А. Исследование особенностей фокусировки вихревых супергауссовых пучков при изменении высоты дифракционного аксикона / Д.А. Савельев // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 2. – С. 214–221. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-862.

Citation: Savelyev DA. The investigation of the features of focusing vortex super-Gaussian beams with a variable-height diffractive axicon. Computer Optics 2021; 45(2): 214–221. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-862.

Введение

Дифракционный аксикон (кольцевая решетка) аналогично действию конического аксикона формирует протяженный световой отрезок вдоль оптической оси [1, 2]. Увеличивать размер фокального отрезка можно изменением радиуса освещающего луча или дополнением оптической системы регулируемой линзой или аксиконом, получая динамический фокус [3, 4]. Хорошо известно применение аксикона для ряда приложений, среди которых можно отметить тестирование материалов и устройств [5], метрологию [6], оптическое микроманипулирование [7–9].

Уменьшение размера изготавливаемых аксиконов (вплоть до микро- и наноуровня) расширяет область их применения [10–15] и дает возможность использовать их в том числе для формирования световых полей с заданной структурой амплитуды, фазы и поляризации. Малые размеры оптических элементов также означают необходимость применения строгой электромагнитной теории для проведения моделирования [16]. Если период кольцевой решетки будет меньше длины волны, то субволновый аксикон является метаповерхностью, благодаря которой можно получить преобразование линейно-поляризованного лазерного излучения в цилиндрически-поляризованное излучение [17]. Если числовая апертура становится больше предельной, то энергия входного пучка перераспределяется в затухающие волны [18].

Дальнейшее уменьшение периода приводит к качественно другим эффектам [10, 19].

Гауссовы пучки и оптические вихри часто используются для решения ряда задач в оптике [20], в том числе передачи информации по оптоволокну [21], в квантовой информатике [22], в системах беспроводной связи [23]. Также ранее было продемонстрировано применение цилиндрических векторных пучков для решения задач резкой фокусировки и поляризационно-амплитудной модуляции фокальных распределений [24, 25]. Также было продемонстрировано, что состояние поляризации оказывает наибольшее влияние на продольную составляющую электрического поля [20, 26].

В данной работе исследуется влияние изменения высоты высокоапертурного дифракционного аксикона на фокусировку мод Лагерра–супергаусса (1,0), а также супергауссовых пучков с радиальной и круговой поляризацией. Ранее было показано влияние изменения толщины подложки на картину дифракции ограниченной плоской волны на дифракционных аксиконах с различной числовой апертурой, где толщина менялась от $0,2\lambda$ до $0,3\lambda$ [20]. В данной работе меняется высота рельефа дифракционного аксикона в пределах от $0,25\lambda$ до 3λ . Моделирование осуществлялось методом конечных разностей во временной области (FDTD), реализованном в свободно распространяемом программном продукте Meep.

1. Прохождение супергауссовых пучков через бинарный дифракционный аксикон

Комплексную функцию пропускания рефракционного аксикона можно представить в следующем виде:

$$\tau(r) = \exp(ika_0 r), \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, α_0 – параметр, равный синусу угла выходящих лучей и зависящий от материала аксикона и угла при его вершине.

Для дифракционного аксикона с непрерывным (без учёта скачков величиной 2π) изменением фазы выражение (1) сохраняет силу, но здесь α_0 может быть и больше единицы.

Ниже будем рассматривать действие наиболее простой реализации в виде *бинарного* дифракционного аксикона с числовой апертурой $NA = 0,95$ (период решетки $1,05\lambda$), у которого фаза принимает значения 0 и π радиан. Высота рельефа бинарного элемента, соответствующая фазе π радиан, при показателе преломления материала элемента $n = 1,5$ равна:

$$h = \frac{\pi}{k(n-1)} = \lambda. \quad (2)$$

В дальнейшем высота рельефа h дифракционного аксикона будет варьироваться от $0,25\lambda$ до 3λ .

Следует отметить, что вполне можно ожидать, что результат расчёта по строгой электромагнитной теории будет заметно отличаться от результатов, полученных на основе геометрической оптики или в модели тонкого элемента по формулам Кирхгофа. Более точно можно сказать следующее. В рамках геометрико-оптического подхода бинарный элемент при нормальном падении пучка вообще не изменяет падающий пучок независимо от высоты рельефа. При использовании интеграла Кирхгофа (как в скалярном, так и в векторном варианте) учитывается только набег фазы, создаваемый элементом, продольный размер которого считается достаточно малым.

Иногда для лазерных пучков требуется равномерное распределение интенсивности по сечению пучка, чего можно добиться, используя пучки с распределением амплитуды, аппроксимируемым супергауссовой функцией [27, 28]. Также супергауссовые пучки характеризуются более резким спадом интенсивности на краях пучка. Ранее было продемонстрировано преобразование Гауссовых пучков в супергауссовы пучки с использованием DMD (digital micro-mirror device) [28].

Также ранее было показано [20, 29], что добавление оптического вихря существенно меняет фокальную картину и важным становится направление вращения круговой поляризации. При втором порядке оптического вихря и выше для круговой « \rightarrow » поляризации (знак круговой поляризации противоположен знаку внесенной вихревой фазовой сингулярности)

происходило формирование теневого круглого светового пятна. По этой причине в данной работе рассматривается первый порядок оптического вихря в падающем пучке.

Таким образом, в качестве входного лазерного излучения рассматривались моды Лагерра–супергаусса (1,0), а также супергауссов пучок с радиальной и круговой « \rightarrow » поляризацией (рис. 1). Размер пучка σ везде указан в мкм. Амплитуда супергауссова пучка степени p определяется выражением

$$A(r) = \exp\left[-\frac{r^p}{2\sigma^p}\right], \quad (3)$$

а амплитуда моды Лагерра–супергаусса (1,0) выражением

$$A(r, \varphi) = r \cdot \exp\left[-\frac{r^p}{2\sigma^p}\right] \cdot e^{i\varphi}. \quad (4)$$

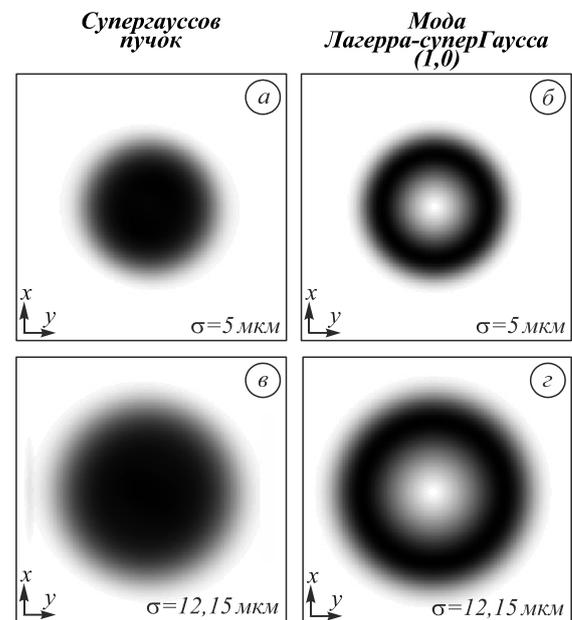
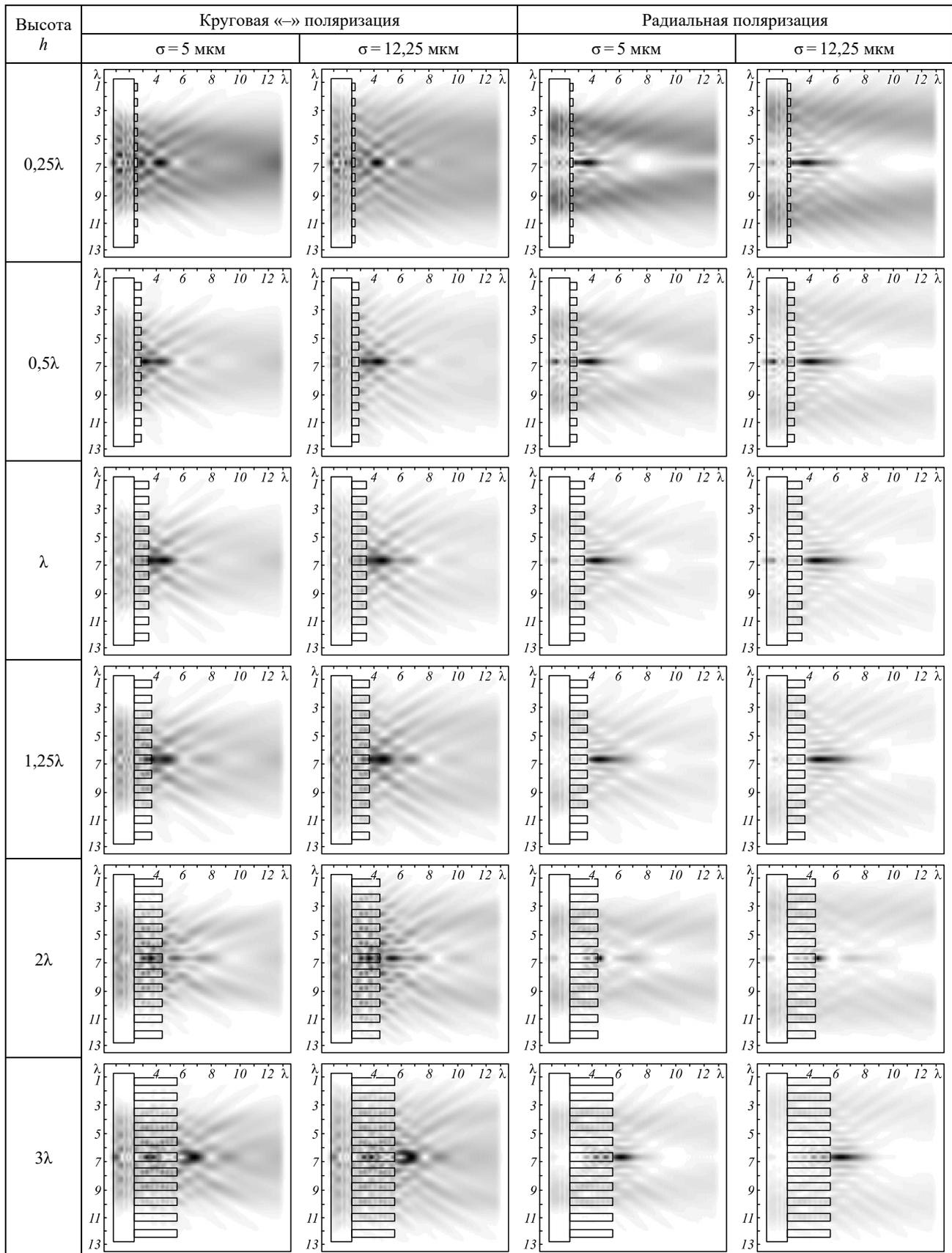


Рис. 1. Входные пучки, общая интенсивность: супергауссов пучок (а), (в), мода Лагерра–супергаусса (1,0) (б), (г)

2. Исследование дифракции супергауссова пучка при изменении высоты аксикона

Параметры моделирования: длина волны $\lambda = 0,532$ мкм, размер вычислительной ячейки $x, y, z \in [-5,64\lambda; 5,64\lambda]$. Шаг выборки по пространству – $\lambda/16$, шаг по времени – $\lambda/(32c)$, где c – скорость света. Толщина поглощающего слоя $PML \sim 1,13\lambda$. В качестве входного лазерного излучения рассматривался супергауссов пучок степени 6 с радиальной и круговой « \rightarrow » поляризацией. В табл. 1 показаны результаты исследований для рассматриваемого аксикона при высоте рельефа элемента h от $0,25\lambda$ до 3λ .

Табл. 1. Двумерная картина дифракции супергауссова пучка на аксиконе с переменной высотой в плоскости xz , общая интенсивность (размер области $13,5\lambda \times 13,5\lambda$)



Первоначальные исследования при меньшем размере вычислительной ячейки, а также ранее проведенные исследования [1, 10] показали, что шаг выборки по пространству является достаточным.

Следует отметить случай круговой « \leftarrow » поляризации для высоты рельефа аксикона $h = 3\lambda$: в непосредственной близости от элемента наблюдается резкое падение интенсивности на оптической оси с последующим восстановлением и формированием боковых «лепестков».

Размер фокального пятна на оптической оси оценивался по полуширине полуспада интенсивности (full width at half maximum – FWHM), длина светового отрезка оценивалась также по полуспаду интенсивности (depth of focus – DOF).

Результаты по FWHM для круговой « \leftarrow » поляризации приведены в табл. 2, для радиальной поляризации – в табл. 3.

Табл. 2. FWHM при круговой « \leftarrow » поляризации

Высота h	$\sigma = 5$ мкм	$\sigma = 12,25$ мкм
0,25 λ	FWHM=0,73 λ	FWHM=0,71 λ
0,5 λ	FWHM=0,62 λ	FWHM=0,61 λ
λ	FWHM=0,7λ	FWHM=0,72λ
1,25 λ	FWHM=0,77 λ	FWHM=0,83 λ
1,5 λ	FWHM=0,91 λ	FWHM=0,85 λ
2λ	FWHM=0,54λ	FWHM=0,47λ
3 λ	FWHM=0,85 λ	FWHM=0,92 λ

Все основные максимумы формируются вне оптического элемента. Следует отметить, что для круговой « \leftarrow » поляризации при $h \leq \lambda$ уширение входного пучка не оказывает заметного влияния, но для $h = 1,25\lambda$ для $\sigma = 5$ мкм размер фокального пятна меньше на 7,2 % по сравнению $\sigma = 12,25$ мкм. Для случая $h = 1,5\lambda$ и $\sigma = 5$ мкм основной максимум формируется внутри элемента на расстоянии 0,37 λ от края рельефа и начинается резкое падение интенсивности, при выходе из элемента интенсивность лазерного пучка составляет 57 % от максимальной. Первый максимум вне рельефа в этом случае формируется на расстоянии 1,4 λ от аксикона (54 % от максимальной интенсивности) с размером фокального пятна FWHM=0,91 λ . Отдельно стоит отметить случай $h = 2\lambda$: для лазерного пучка с $\sigma = 12,25$ мкм в непосредственной близости от оптического элемента было получено на 12,9 % меньшее фокальное пятно (FWHM=0,47 λ) по сравнению со случаем $\sigma = 5$ мкм (FWHM=0,54 λ). Для последнего случая основные максимумы формируются внутри аксикона, а первый максимум вне элемента наблюдается на расстоянии 0,86 λ от края рельефа. При дальнейшем увеличении высоты h наблюдается уширение фокального пятна в обоих рассмотренных случаях ($h = 3\lambda$).

Также стоит отметить, что в общем случае наблюдались сопоставимые размеры фокальных отрезков для обоих пучков. В частности, для входного пучка с $\sigma = 5$ мкм максимальный световой отрезок составлял DOF=2,33 λ для $h = 1,25\lambda$, а минимальная длина со-

ставляла DOF=1,13 λ при $h = 2\lambda$. Для входного пучка с $\sigma = 12,25$ мкм максимальный размер световой иглы был равен DOF=2,49 λ при $h = 1,5\lambda$, минимальный размер составлял DOF=1,06 λ при $h = 3\lambda$.

Табл. 3. FWHM при радиальной поляризации

Высота h	$\sigma = 5$ мкм	$\sigma = 12,25$ мкм
0,25 λ	FWHM=0,46 λ	FWHM=0,46 λ
0,5 λ	FWHM=0,45 λ	FWHM=0,44 λ
λ	FWHM=0,47λ	FWHM=0,45λ
1,25 λ	FWHM=0,48 λ	FWHM=0,46 λ
1,5 λ	FWHM=0,55 λ	FWHM=0,46 λ
2λ	FWHM=0,4λ	FWHM=0,37λ
3 λ	FWHM=0,48 λ	FWHM=0,46 λ

Далее приведен аналогичный анализ для радиальной поляризации. Следует отметить, что для случаев $h \leq 1,25\lambda$ размеры фокальных пятен для обоих рассматриваемых входных пучков сопоставимы. Для $h = 0,5\lambda$ наблюдается локальный минимум в значении FWHM по сравнению с $h = 0,25\lambda$, $h = \lambda$ и $h = 1,25\lambda$: 0,45 λ ($\sigma = 5$ мкм) и 0,44 λ ($\sigma = 12,25$ мкм) соответственно. Далее при $h = 1,5\lambda$ для более узкого входного пучка наблюдается его уширение в максимуме: лазерный пучок с $\sigma = 12,25$ мкм меньше на 16,4 % (0,46 λ и 0,55 λ). Как и для круговой « \leftarrow » поляризации, отдельным случаем является $h = 2\lambda$. Для радиальной поляризации также наблюдается лучшая фокусировка и минимальный размер фокальных пятен: FWHM=0,4 λ ($\sigma = 5$ мкм) и FWHM=0,37 λ ($\sigma = 12,25$ мкм). Дальнейшее увеличение рельефа приводит к уширению размера фокального пятна.

Резкая фокусировка, которая наблюдается для $h = 2\lambda$, приводит к минимизации размеров световых отрезков на оптической оси: DOF=0,62 λ ($\sigma = 5$ мкм) и DOF=0,58 λ ($\sigma = 12,25$ мкм). Максимальное значение для обоих пучков было получено при $h = 1,5\lambda$: DOF=2,69 λ ($\sigma = 5$ мкм) и DOF=2,97 λ ($\sigma = 12,25$ мкм).

На рис. 2 приведены поперечные картины дифракции супергауссова пучка с $\sigma = 5$ мкм в точке максимальной интенсивности на оптической оси для $h = \lambda$ и $h = 2\lambda$.

Следует отметить, что для радиальной поляризации размер фокальных пятен в максимуме интенсивности более стабилен по сравнению с круговой « \leftarrow » поляризацией. Лучший результат также получен при $h = 2\lambda$ и лучше результата круговой « \leftarrow » поляризации на 25,9 % для лазерного пучка с $\sigma = 5$ мкм и на 21,3 % для лазерного пучка с $\sigma = 12,25$ мкм.

На рис. 3 показана двумерная картина дифракции супергауссова пучка при $h = 0$, то есть при отсутствии рельефа элемента.

Как и предполагалось выше, результат качественно отличается от результатов, полученных на основе геометрикооптического подхода или по интегральным формулам Кирхгофа. Отличие от геометрикооптического рассмотрения очевидно (иначе бы сохранилось исходное распределение). Расчёты по формулам Кирхгофа непосредственно не проводи-

лись, поэтому сравнение производится косвенным образом. В модели тонкого элемента, если разность высот рельефа кратна 2λ , то набег фазы и, соответственно, входное поле будет одинаковым. Поэтому при использовании формул Кирхгофа оно *осталось бы одинаковым* и при дальнейшем распространении, чего мы не наблюдаем (сравните рисунки для $h=\lambda$ и $h=3\lambda$). Рисунок для $h=2\lambda$ тоже подтверждает различие: он должен был совпасть с результатом для $h=0$ (рис. 3), то есть распределением амплитуды при прохождении пучка через отверстие в экране (пинхол).

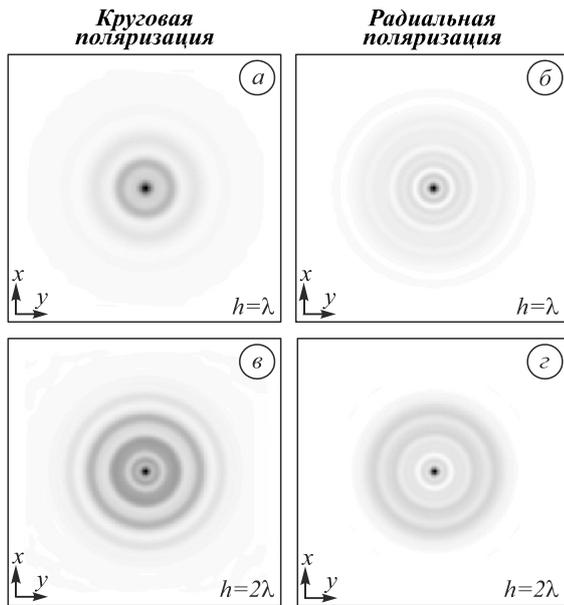


Рис. 2. Двумерная картина дифракции супергауссова пучка (общая интенсивность) в плоскости xy на аксиконе с высотой $h = \lambda$ (а), (б) и $h = 2\lambda$ (в), (г)

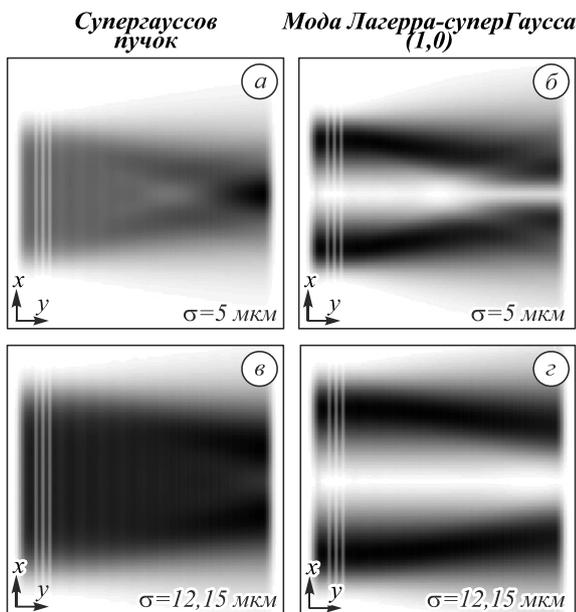


Рис. 3. Двумерная картина дифракции (общая интенсивность) в плоскости xz при отсутствии рельефа для (а), (в) супергауссова пучка, (б), (г) моды Лагерра-супергаусса (1,0)

3. Исследование дифракции мод Лагерра-супергаусса (1,0) при изменении высоты аксикона

В данном параграфе продолжают исследования влияния изменения высоты рельефа аксикона на картину дифракции в ближней зоне. Параметры моделирования аналогичны предыдущему параграфу. В качестве входных лазерных пучков рассматриваются моды Лагерра-супергаусса (1,0) с радиальной и круговой «-» поляризацией. В табл. 4 приведены результаты распространения рассматриваемого лазерного излучения через дифракционный аксикон с высотой рельефа h от $0,25\lambda$ до 3λ .

На оптической оси происходит формирование светового отрезка только в случае круговой «-» поляризации, для радиальной поляризации наблюдается перераспределение энергии в боковые «лепестки», но на расстоянии, большем длины волны от рельефа аксикона, можно наблюдать формирование широкого светового отрезка меньшей интенсивности на оптической оси (3 столбец табл. 4).

Увеличение высоты рельефа неравномерно влияет на длину световых отрезков и их форму, особенно это заметно для случая круговой «-» поляризации: для высот $0,25\lambda \leq h < \lambda$, а также $h > 1,25\lambda$ наблюдается падение интенсивности светового отрезка на оптической оси и «разделение» на два симметричных относительно данной оси боковых световых отрезка, наблюдается некоторого рода «вилка» с двумя «зубцами».

Размеры фокальных пятен по FWHM для круговой «-» поляризации приведены в табл. 5. Все пятна формируются за пределами оптического элемента.

Следует отметить, что наименьший размер фокального пятна по FWHM был получен для $h=0,25\lambda$: $0,37\lambda$ ($\sigma=5$ мкм) и $0,4\lambda$ ($\sigma=12,25$ мкм). Однако данный результат был получен в непосредственной близости ($0,3\lambda$) от аксикона. В дальнейшем наблюдается уширение фокального пятна до $0,92\lambda$ при $h=0,5\lambda$. Затем для обоих лазерных пучков наблюдается усиление фокусировки вплоть до $h=1,25\lambda$. В этом случае с помощью лазерного пучка с $\sigma=12,25$ мкм можно получить на 15,8% меньшее по FWHM фокальное пятно, чем для лазерного пучка с $\sigma=5$ мкм (FWHM= $0,48\lambda$ и FWHM= $0,57\lambda$ соответственно).

Далее наблюдается уширение фокального пятна, несмотря на более резкую фокусировку при $h=2\lambda$. При этом значении высоты рельефа длина полученных фокальных отрезков минимальна: $DOF=0,62\lambda$ ($\sigma=5$ мкм) и $DOF=0,65\lambda$ ($\sigma=12,25$ мкм). При $h=3\lambda$ наблюдается формирование мощной световой иглы как для лазерного пучка с $\sigma=5$ мкм (FWHM= $0,58\lambda$ и $DOF=1,44\lambda$), так и для лазерного пучка с $\sigma=12,25$ мкм (FWHM= $0,55\lambda$ и $DOF=2,04\lambda$). Также следует отметить сопоставимые значения по FWHM для случая $\sigma=5$ мкм при $h=1,25\lambda$ и $h=3\lambda$.

Максимальные значения по DOF были получены для высоты $h=1,5\lambda$ как для лазерного пучка с $\sigma=5$ мкм (DOF= $2,79\lambda$), так и для лазерного пучка с $\sigma=12,25$ мкм (DOF= $3,01\lambda$).

Табл. 4. Двумерная картина дифракции мод Лагерра–супергаусса (1,0) на аксиконе с переменной высотой высотой в плоскости xz , общая интенсивность (размер области $13,5\lambda \times 13,5\lambda$)

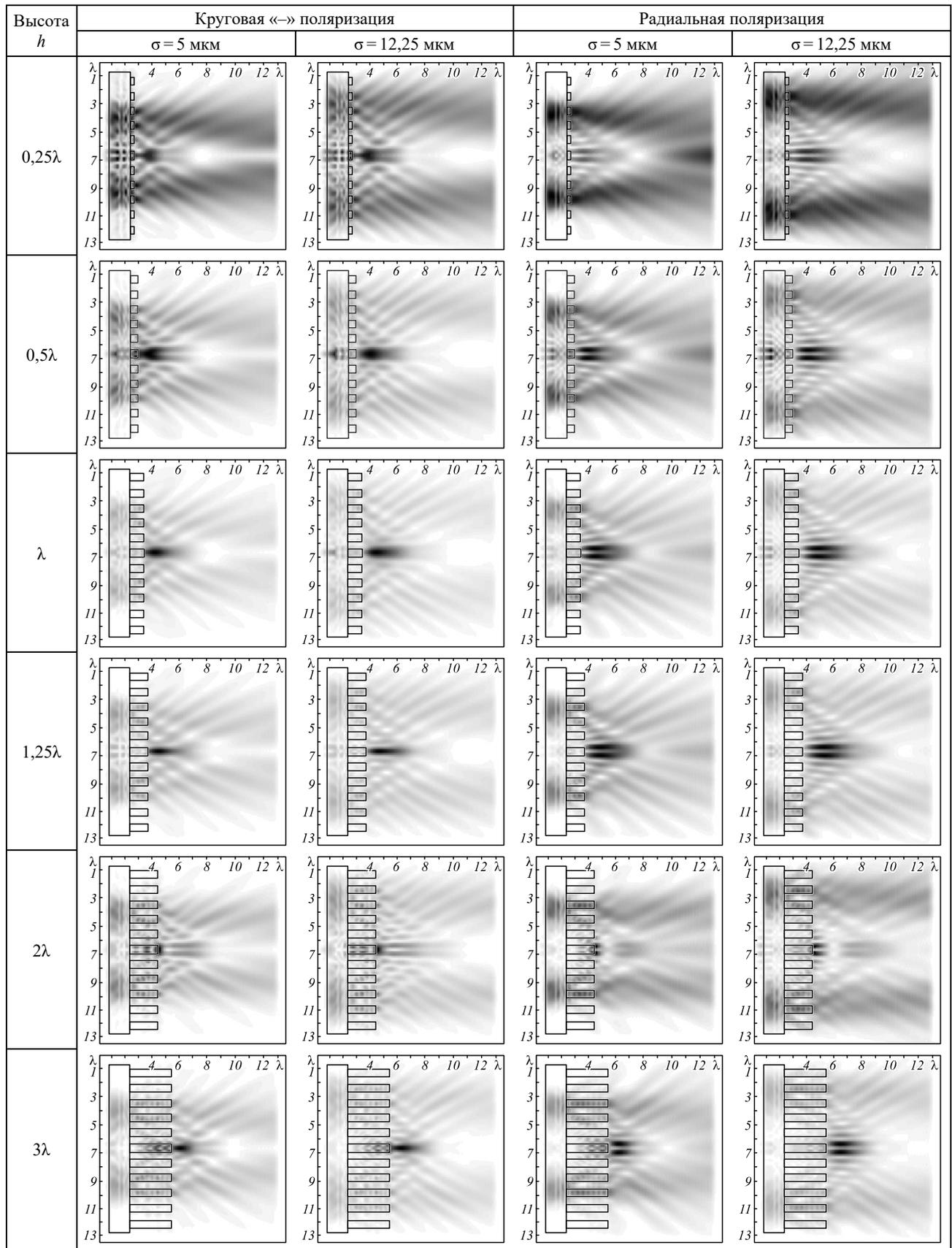


Табл. 5. FWHM при круговой «-» поляризации

Высота h	$\sigma = 5$ мкм	$\sigma = 12,25$ мкм
0,25λ	FWHM=0,37λ	FWHM=0,4λ
0,5 λ	FWHM=0,92 λ	FWHM=0,91 λ
λ	FWHM=0,77λ	FWHM=0,79λ
1,25 λ	FWHM=0,57 λ	FWHM=0,48 λ
1,5 λ	FWHM=0,63 λ	FWHM=0,5 λ
2 λ	FWHM=0,83 λ	FWHM=0,75 λ
3 λ	FWHM=0,58 λ	FWHM=0,55 λ

На рис. 4 приведены поперечные картины дифракции моды Лагерра–супергаусса (1,0) с $\sigma = 5$ мкм для случаев из табл. 5 при $h = 0,25\lambda$ и $h = \lambda$.

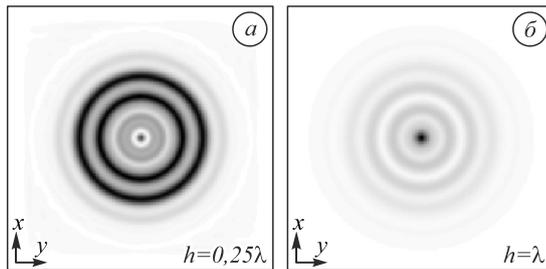


Рис. 4. Двумерная картина дифракции моды Лагерра–супергаусса (1,0) (общая интенсивность) в плоскости xy на аксиконе с высотой $h = 0,25\lambda$ (а) и $h = \lambda$ (б)

Следует отметить, что по сравнению с супергауссовым пучком с круговой «-» поляризацией для мод Лагерра–супергаусса (1,0) с аналогичной поляризацией меньший размер фокальных пятен по FWHM вне элемента был получен для случаев $h = 0,25\lambda$, $h = 1,25\lambda$, $h = 1,5\lambda$ и $h = 3\lambda$.

Заключение

Моделирование методом конечных разностей во временной области показало, что изменение высоты дифракционного аксикона существенным образом влияет на дифракционную картину в ближней зоне аксикона. Высота рельефа оптического элемента менялась от $0,25\lambda$ до 3λ .

В качестве входного лазерного излучения (ширина пучков $\sigma = 5$ мкм и $\sigma = 12,25$ мкм) рассматривались моды Лагерра–супергаусса (1,0), а также супергауссов пучок с радиальной и круговой поляризацией.

Анализ картины интенсивности электрического поля показал, что наименьший размер фокального пятна для супергауссова пучка был получен при радиальной поляризации и размере пучка $\sigma = 12,25$ мкм: FWHM=0,37 λ при $h = 2\lambda$, что лучше результата круговой «-» поляризации на 25,9% для лазерного пучка с $\sigma = 5$ мкм и на 21,3% для лазерного пучка с $\sigma = 12,25$ мкм. Минимальный размер фокального пятна для моды Лагерра–супергаусса (1,0) получен для круговой «-» поляризации и размере пучка $\sigma = 5$ мкм: FWHM=0,37 λ при $h = 0,25\lambda$. Для супергауссова пучка при аналогичном виде поляризации минимальное фокальное пятно FWHM=0,47 λ ($\sigma = 12,25$ мкм) при $h = 2\lambda$.

Наиболее протяженный световой отрезок на оптической оси был получен для моды Лагерра–супергаусса (1,0) с круговой «-» поляризацией и $\sigma = 12,25$ мкм: DOF=3,01 λ при $h = 1,5$. Для супергауссова пучка максимальная длина была получена для радиальной поляризации при $h = 1,5\lambda$: DOF=2,97 λ ($\sigma = 12,25$ мкм).

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-72-00051) в частях «Исследование дифракции супергауссова пучка при изменении высоты аксикона», «Исследование дифракции мод Лагерра–супергаусса (1,0) при изменении высоты аксикона», «Заклучение», Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения Государственного задания (проект № 0777-2020-0017) в части «Прохождение супергауссовых пучков через бинарный дифракционный аксикон», а также в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26) в части «Введение».

Литература

1. **Хонина, С.Н.** Дифракция на бинарных микроаксиконах в ближней зоне / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев, П.Г. Серафимович, И.А. Пустовой // Оптический журнал. – 2012. – Т. 79, № 10. – С. 12-29.
2. **McLeod, J.H.** The axicon: a new type of optical element / J.H. McLeod // Journal of the Optical Society of America. – 1954. – Vol. 44, Issue 8. – P. 592-597. – DOI: 10.1364/JOSA.44.000592.
3. **Khonina, S.N.** Dynamic focal shift and extending depth of focus based on the masking of the illuminating beam and using an adjustable axicon / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, A.P. Porfirev // Journal of the Optical Society of America A. – 2019. – Vol. 36, Issue 6. – P. 1039-1047. – DOI: 10.1364/JOSAA.36.001039.
4. **Liu, X.** Cemented doublet lens with an extended focal depth / X. Liu, X. Cai, S. Chang, C.P. Grover // Optics Express. – 2005. – Vol. 13, Issue 2. – P. 552-557. – DOI: 10.1364/OPEX.13.000552.
5. **Fortin, M.** Optical tests with Bessel beam interferometry / M. Fortin, M. Piché, E.F. Borra // Optics Express. – 2004. – Vol. 2, Issue 24. – P. 5887-5895. – DOI: 10.1364/OPEX.12.005887.
6. **Wang, K.** Influence of the incident wave-front on intensity distribution of the nondiffracting beam used in large-scale measurement / K. Wang, L. Zeng, Ch. Yin // Optics Communications. – 2003. – Vol. 216, Issues 1-3. – P. 99-103. – DOI: 10.1016/S0030-4018(02)02307-6.
7. **Shao, B.** Size tunable three-dimensional annular laser trap based on axicons / B. Shao, S.C. Esener, J.M. Nascimento, M.W. Berns, E.L. Botvinick, M. Ozkan // Optics Letters. – 2006. – Vol. 31, Issue 22. – P. 3375-3377. – DOI: 10.1364/OL.31.003375.
8. **Shao, B.** Dynamically adjustable annular laser trapping based on axicons / B. Shao, S.C. Esener, J.M. Nascimento, E.L. Botvinick, M.W. Berns // Applied Optics. – 2006. – Vol. 45, Issue 25. – P. 6421-6428. – DOI: 10.1364/AO.45.006421.

9. **Saadati-Sharafeh, F.** The superposition of the Bessel and mirrored Bessel beams and investigation of their self-healing characteristic / F. Saadati-Sharafeh, A. Borhanifar, A.P. Porfirev, P. Amiri, E.A. Akhlaghi, S.N. Khonina, Y. Azizian-Kalandaragh // *Optik*. – 2020. – Vol. 208. – 164057 (6 p). – DOI: 10.1016/j.ijleo.2019.164057.
10. **Khonina, S.** Focused, evanescent, hollow, and collimated beams formed by microaxicons with different conical angles / S. Khonina, S. Degtyarev, D. Savelyev, A. Ustinov // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25, Issue 16. – P. 19052-19064. – DOI: 10.1364/OE.25.019052.
11. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha, I. Golub // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, Issue 24. – P. 3540-3542. – DOI: 10.1364/OL.32.003540.
12. **Kharitonov, S.I.** Caustics of the vortex beams generated by vortex lenses and vortex axicons / S.I. Kharitonov, S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy, N.L. Kazanskiy // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2020. – Vol. 37, Issue 3. – P. 476-482. – DOI: 10.1364/JOSAA.382361.
13. **Soifer, V.A.** Spiral caustics of vortex beams / V.A. Soifer, S.I. Kharitonov, S.N. Khonina, Y.S. Strelkov, A.P. Porfirev // *Photonics*. – 2021. – Vol. 8, Issue 1. – 24 (20 p). – DOI: 10.3390/photonics8010024.
14. **Сойфер, В.А.** Каустики вихревых оптических пучков / В.А. Сойфер, С.И. Харитонов, С.Н. Хонина, С.Г. Вологовский // *Доклады Академии наук*. – 2019. – Т. 487, № 2. – С. 135-139. – DOI: 10.31857/S0869-56524872135-139.
15. **Khonina, S.N.** Analysis of the formation of a longitudinally polarized optical needle by a lens and axicon under tightly focused conditions / S.N. Khonina, S.A. Degtyarev // *Journal of Optical Technology*. – 2016. – Vol. 83, Issue 4. – P. 197-205. – DOI: 10.1364/JOT.83.000197.
16. **Vahimaa, P.** Electromagnetic analysis of nonparaxial Bessel beams generated by diffractive axicons / P. Vahimaa, V. Kettunen, M. Kuitinen, J. Turunen, A.T. Friberg // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1997. – Vol. 14, Issue 8. – P. 1817-1824. – DOI: 10.1364/JOSAA.14.001817.
17. **Degtyarev, S.** Metasurfaces with continuous ridges for inverse energy flux generation / S. Degtyarev, D. Savelyev, S. Khonina, N. Kazanskiy // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27, Issue 11. – P. 15129-15135. – DOI: 10.1364/OE.27.015129.
18. **Устинов, А.В.** Анализ дифракции лазерного излучения на аксиконе с числовой апертурой выше предельной / А.В. Устинов, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2014. – Т. 38, № 2. – С. 213-222. – DOI: 10.18287/0134-2452-2014-38-2-213-222.
19. **Lalanne, P.** On the effective medium theory of subwavelength periodic structures / P. Lalanne, D. Lemerrier-Lalanne // *Journal of Modern Optics*. – 1996. – Vol. 43, Issue 10. – P. 2063-2085. – DOI: 10.1080/09500349608232871.
20. **Хонина, С.Н.** Высокоапертурные бинарные аксиконы для формирования продольной компоненты электрического поля на оптической оси при линейной и круговой поляризациях освещающего пучка / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев // *ЖЭТФ*. – 2013. – Т. 144, № 4. – С. 718-726. – DOI: 10.7868/S0044451013100039.
21. **Pryamikov, A.** Light transport and vortex-supported waveguiding in micro-structured optical fibres / A. Pryamikov, G. Alagashev, G. Falkovich, S. Turitsyn // *Scientific Reports*. – 2020. – Vol. 10, Issue 1. – P. 1-12. – DOI: 10.1038/s41598-020-59508-z.
22. **Li, S.** Deterministic generation of orbital-angular-momentum multiplexed tripartite entanglement / S. Li, X. Pan, Y. Ren, H. Liu, S. Yu, J. Jing // *Physical Review Letters*. – 2020. – Vol. 124, Issue 8. – 083605. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.124.083605.
23. **Li, S.** Efficient optical angular momentum manipulation for compact multiplexing and demultiplexing using a dielectric metasurface / S. Li, X. Li, L. Zhang, G. Wang, L. Wang, M. Liu, C. Zeng, L. Wang, Q. Sun, W. Zhao, W. Zhang // *Advanced Optical Materials*. – 2020. – Vol. 8, Issue 8. – 1901666. – DOI: 10.1002/adom.201901666.
24. **Khonina, S.N.** Generation of cylindrical vector beams of high orders using uniaxial crystals / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov, V.A. Soifer // *Journal of Optics*. – 2015. – Vol. 17, Issue 6. – 065001. – DOI: 10.1088/2040-8978/17/6/065001.
25. **Khonina, S.N.** Analysis of polarisation states at sharp focusing / S.N. Khonina, D.A. Savelyev, N.L. Kazanskiy // *Optik*. – 2016. – Vol. 127, Issue 6. – P. 3372-3378. – DOI: 10.1016/j.ijleo.2015.12.108.
26. **Khonina, S.N.** Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams / S.N. Khonina, S.V. Alferov, S.V. Karpeev // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38, Issue 17. – P. 3223-3226. – DOI: 10.1364/OL.38.003223.
27. **Palma, C.** Propagation of super-Gaussian beams / C. Palma, V. Bagini // *Optics Communications*. – 1994. – Vol. 111, Issues 1-2. – P. 6-10. – DOI: 10.1016/0030-4018(94)90130-9.
28. **Ding, X.Y.** Shaping super-Gaussian beam through digital micro-mirror device / X.Y. Ding, Y.X. Ren, R.D. Lu // *Science China: Physics, Mechanics & Astronomy*. – 2015. – Vol. 58, Issue 3. – P. 1-6. – DOI: 10.1007/s11433-014-5499-9.
29. **Савельев, Д.А.** Особенности острой фокусировки вихревых пучков Гаусса-Лагерра / Д.А. Савельев, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2015. – Т. 39, № 5. – С. 654-662. – DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-5-654-662.

Сведения об авторе

Савельев Дмитрий Андреевич, доцент кафедры технической кибернетики Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королёва. Кандидат физико-математических наук, магистр прикладной математики и информатики, младший научный сотрудник лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, оптическая и цифровая обработка изображений, нанопотоника, сингулярная оптика, поляризационные преобразования, высокопроизводительные вычисления, наука о данных (Data Science), нейронные сети. E-mail: dmitrey.savelyev@yandex.ru. ORCID: 0000-0003-2282-3895.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 15 января 2021 г. Окончательный вариант – 9 февраля 2021 г.

The investigation of the features of focusing vortex super-Gaussian beams with a variable-height diffractive axicon

D.A. Savelyev^{1,2}

¹ Samara National Research University, 443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34,

² IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, 443001, Samara, Russia, Molodogvardeyskaya 151

Abstract

Spatial intensity distributions of the Laguerre-superGauss modes (1,0) as well as a super-Gaussian beam with radial and circular polarization were investigated versus changes in the height of a diffractive axicon. The height of the relief of the optical element varied from 0.25λ to 3λ . The modeling by a finite-difference time-domain method showed that variations in the height of the diffractive axicon significantly affect the diffraction pattern in the near field of the axicon. The smallest focal spot size for a super-Gaussian beam was obtained for radial polarization at a height equal to two wavelengths. The minimum size of the focal spot for the Laguerre-superGauss mode (1,0) was obtained for circular “-” polarization with an element height equal to a quarter of the wavelength.

Keywords: sharp focusing, FDTD, super-Gaussian beam, Laguerre-super Gauss modes (1,0), axicon.

Citation: Savelyev DA. The investigation of the features of focusing vortex super-Gaussian beams with a variable-height diffractive axicon. *Computer Optics* 2021; 45(2): 214-221. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-862.

Acknowledgements: This work was supported by the Russian Science Foundation under project No. 20-72-00051 (Sections “The investigation of the diffraction of a super-Gaussian beam with a varying axicon height”, “The investigation of the diffraction of Laguerre-super-Gauss modes (1.0) with a varying axicon height”, and “Conclusion”), the RF Ministry of Science and Higher Education, within government project No. 0777-2020-0017 (Section “Passing of super-Gaussian beams through a binary diffractive axicon”), and within the government project 007-GZ/Ch3363/26 of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS (Section “Introduction”).

References

- [1] Khonina SN, Savelyev DA, Pustovoï IA, Serafimovich PG. Diffraction at binary microaxicons in the near field. *J Opt Technol* 2012; 79(10): 626-631. DOI: 10.1364/JOT.79.000626.
 - [2] McLeod JH. The axicon: a new type of optical element. *J Opt Soc Am* 1954; 44(8): 592-597. DOI: 10.1364/JOSA.44.000592.
 - [3] Khonina SN, Ustinov AV, Porfirev AP. Dynamic focal shift and extending depth of focus based on the masking of the illuminating beam and using an adjustable axicon. *J Opt Soc Am A* 2019; 36(6): 1039-1047. DOI: 10.1364/JOSAA.36.001039.
 - [4] Liu X, Cai X, Chang S, Grover CP. Cemented doublet lens with an extended focal depth. *Opt Express* 2005; 13(2): 552-557. DOI: 10.1364/OPEX.13.000552.
 - [5] Fortin M, Piché M, Borra EF. Optical tests with Bessel beam interferometry. *Opt Express* 2004; 12(24): 5887-5895. DOI: 10.1364/OPEX.12.005887.
 - [6] Wang K, Zeng L, Yin C. Influence of the incident wavefront on intensity distribution of the nondiffracting beam used in large-scale measurement. *Opt Commun* 2003; 216(1-3): 99-103. DOI: 10.1016/S0030-4018(02)02307-6.
 - [7] Shao B, Esener SC, Nascimento JM, Berns MW, Botvinick EL, Ozkan M. Size tunable three-dimensional annular laser trap based on axicons. *Opt Lett* 2006; 31(22): 3375-3377. DOI: 10.1364/OL.31.003375.
 - [8] Shao B, Esener SC, Nascimento JM, Botvinick EL, Berns MW. Dynamically adjustable annular laser trapping based on axicons. *Appl Opt* 2006; 45(25): 6421-6428. DOI: 10.1364/AO.45.006421.
 - [9] Saadati-Sharafteh F, Borhanifar A, Porfirev AP, Amiri P, Akhlaghi EA, Khonina SN, Azizian-Kalandaragh Y. The superposition of the Bessel and mirrored Bessel beams and investigation of their self-healing characteristic. *Optik* 2020; 208: 164057. DOI: 10.1016/j.jle.2019.164057.
 - [10] Khonina S, Degtyarev S, Savelyev D, Ustinov A. Focused, evanescent, hollow, and collimated beams formed by microaxicons with different conical angles. *Opt Express* 2017; 25(16): 19052-19064. DOI: 10.1364/OE.25.019052.
 - [11] Kalosha VP, Golub I. Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution. *Opt Lett* 2007; 32(24): 3540-3542. DOI: 10.1364/OL.32.003540.
 - [12] Kharitonov SI, Khonina SN, Volotovskiy SG, Kazanskiy NL. Caustics of the vortex beams generated by vortex lenses and vortex axicons. *J Opt Soc Am A* 2020; 37(3): 476-482. DOI: 10.1364/JOSAA.382361.
 - [13] Soifer VA, Kharitonov SI, Khonina SN, Strelkov YS, Porfirev AP. Spiral caustics of vortex beams. *Photonics* 2021; 8(1): 24. DOI: 10.3390/photonics8010024.
 - [14] Soifer VA, Kharitonov SI, Khonina SN, Volotovskiy SG. Caustics of vortex optical beams. *Doklady Physics* 2019; 64(7): 276-279. DOI: 10.1134/S102833581907005X.
 - [15] Khonina SN, Degtyarev SA. Analysis of the formation of a longitudinally polarized optical needle by a lens and axicon under tightly focused conditions. *J Opt Technol* 2016; 83(4): 197-205. DOI: 10.1364/JOT.83.000197.
 - [16] Vahimaa P, Kettunen V, Kuittinen M, Turunen J, Friberg AT. Electromagnetic analysis of nonparaxial Bessel beams
-

-
- generated by diffractive axicons. *J Opt Soc Am A* 1997; 14(8): 1817-1824. DOI: 10.1364/JOSAA.14.001817.
- [17] Degtyarev S, Savelyev D, Khonina S, Kazanskiy N. Metasurfaces with continuous ridges for inverse energy flux generation. *Opt Express* 2019; 27(11): 15129-15135. DOI: 10.1364/OE.27.015129.
- [18] Ustinov AV, Khonina SN. Analysis of laser beam diffraction by axicon with the numerical aperture above limiting. *Computer Optics* 2014; 38(2): 213-222. DOI: 10.18287/0134-2452-2014-38-2-213-222.
- [19] Lalanne P, Lemercier-Lalanne D. On the effective medium theory of subwavelength periodic structures. *J Mod Opt* 1996; 43(10): 2063-2085. DOI: 10.1080/09500349608232871.
- [20] Khonina SN, Savelyev DA. High-aperture binary axicons for the formation of the longitudinal electric field component on the optical axis for linear and circular polarizations of the illuminating beam. *J Exp Theor Phys* 2013; 117(4): 623-630. DOI: 10.1134/S1063776113120157.
- [21] Pryamikov A, Alagashev G, Falkovich G, Turitsyn S. Light transport and vortex-supported wave-guiding in micro-structured optical fibres. *Sci Rep* 2020; 10(1): 1-12. DOI: 10.1038/s41598-020-59508-z.
- [22] Li S, Pan X, Ren Y, Liu H, Yu S, Jing J. Deterministic generation of orbital-angular-momentum multiplexed tripartite entanglement. *Phys Rev Lett* 2020; 124(8): 083605. DOI: 10.1103/PhysRevLett.124.083605.
- [23] Li S, Li X, Zhang L, Wang G, Wang L, Liu M, Zeng C, Wang L, Sun Q, Zhao W, Zhang W. Efficient optical angular momentum manipulation for compact multiplexing and demultiplexing using a dielectric metasurface. *Adv Opt Mater* 2020; 8(8): 1901666. DOI: 10.1002/adom.201901666.
- [24] Khonina SN, Karpeev SV, Alferov SV, Soifer VA. Generation of cylindrical vector beams of high orders using uniaxial crystals. *J Opt* 2015; 17(6): 065001. DOI: 10.1088/2040-8978/17/6/065001.
- [25] Khonina SN, Savelyev DA, Kazanskiy NL. Analysis of polarisation states at sharp focusing. *Optik* 2016; 127(6): 3372-3378. DOI: 10.1016/j.ijleo.2015.12.108.
- [26] Khonina SN, Alferov SV, Karpeev SV. Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams. *Opt Lett* 2013; 38(17): 3223-3226. DOI: 10.1364/OL.38.003223.
- [27] Palma C, Bagini V. Propagation of super-Gaussian beams. *Opt Commun* 1994; 111(1-2): 6-10. DOI: 10.1016/0030-4018(94)90130-9.
- [28] Ding X, Ren Y, Lu R. Shaping super-Gaussian beam through digital micro-mirror device. *Sci China Phys Mech* 2015; 58(3): 1-6. DOI: 10.1007/s11433-014-5499-9.
- [29] Savelyev DA, Khonina SN. Characteristics of sharp focusing of vortex Laguerre-Gaussian beams. *Computer Optics* 2015; 39(5): 654-662. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-5-654-662.
-

Author's information

Dmitry Andreevich Savelyev, Associate Professor of Samara National Research University (Engineering Cybernetics department). Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Master of Applied Mathematics and Computer Science, Junior Researcher at the Laboratory of Laser Measurements of the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Research interests: diffractive optics, optical and digital image processing, nanophotonics, singular optics, polarization transformations, high-performance computing, data science, neural networks. E-mail: dmitrey.savelyev@yandex.ru. ORCID: 0000-0003-2282-3895.

Received January 15, 2021. The final version – February 9, 2021.
